ÜBER DAS ZEEMAN-PHÄNOMEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

AN EINER

HOHEN NATURWISSENSCHAFTLICHEN FACULTÄT

DER

EBERHARD-KARL-UNIVERSITÄT TÜBINGEN

VORGELEGT

VON

ALFRED FÄRBER

AUS STUTTGART.

LEIPZIG,

JOHANN AMBROSIUS BARTH.

1902.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547018_0112

ÜBER DAS ZEEMAN-PHÄNOMEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

AN EINER

HOHEN NATURWISSENSCHAFTLICHEN FACULTÄT

DER

EBERHARD-KARL-UNIVERSITÄT TÜBINGEN

VORGELEGT

VON

ALFRED FÄRBER

AUS STUTTGART.

AGAD. LAND BAT. WISS.

LEIPZIG,

JOHANN AMBROSIUS BARTH.

1902.

Von der Facultät angenommen am 30. Mai 1902.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Einleitung.

Die folgenden Untersuchungen haben sich zur Aufgabe gestellt, die Messungen über die magnetische Aufspaltung der Spectrallinien der Herren Runge und Paschen auf absolutes Maass zurückzuführen.

Die Untersuchungen der Herren Preston[1]), Lord Blythswood und Dr. Merchant[2]), Reese[3]), Kent[4]) zeigen, wie aus der aufgeführten Tabelle ersichtlich ist, Abweichungen von ungefähr 3 Proc. und mehr in dem nach H. A. Lorentz constanten Werte $\Delta\lambda/\lambda^2 H$ für homologe Linien.

	λ	Kent	Reese	Lord Blythswood u. Dr. Merchant	Preston
Zn	4680,38	16,5	17,0	—	17
	4722,26	14,9	15,3	14,95*	14,8
Cd	4678,37	16,4	17,0	—	—
	4800,09	14,6	15,5	—	—

* Homologe Quecksilberlinie.

Die Zahlen bedeuten hier, wie später, Werte der Grösse $10^{-5} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}$, in der die Wellenlängen nach cm und die Feldstärken nach $cm^{-1/2} g^{1/2} sec^{-1}$ gemessen sind. Mein Ziel war die genaue Bestimmung der Aufspaltung einiger Linien in genau gemessenem Magnetfelde.

Das Hauptgewicht wurde auf die Linien 4678,37 Cd und 4680,38 Zn gelegt, die als Triplet erschienen und am besten

1) Th. Preston, Phil. Mag. (5) **47.** p. 165—178. 1899.
2) Lord Blythswood u. Dr. Merchant, Phil. Mag. (5) **49.** 1900.
3) H. M. Reese, Astrophys. Journal **12.** p. 120—135. 1900.
4) N. A. Kent, Astrophys. Journal **13.** p. 289—319. 1901.

gemessen werden konnten; ausserdem wurden noch Messungen an dem Sextett 4722,26 Zn und 4800,09 Cd und dem Triplet 3261,17 Cd vorgenommen.

Ausführung der Versuche und Beschreibung der Apparate.

Als Lichtquelle diente der durch ein grosses Inductorium erzeugte, elektrische Funke, welcher parallel zu den Kraftlinien zwischen den Polen eines Elektromagnetes übersprang; am einen Pol war ein Zinkstreifen, am anderen, durch ein Glimmerblättchen isolirt, ein Cadmiumstreifen angebracht, sodass gleichzeitig auf derselben Platte sowohl die Zink- wie die Cadmiumlinien erhalten werden konnten. Damit die Linien ein Maximum der Schärfe zeigten, wurde eine Capacität parallel, eine geeignet abgeglichene Selbstinduction[1]) in Serie mit der Funkenstrecke eingeschaltet.

Der primäre Strom zum Inductorium wurde durch 24 Volt erzeugt und war mit einem Motorunterbrecher, der ein beliebiges Reguliren ermöglichte, verbunden.

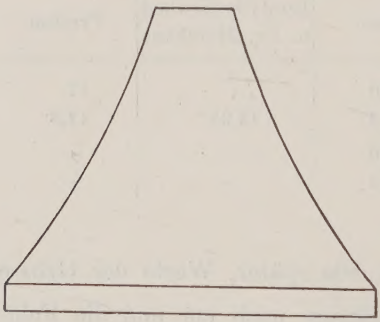

Fig. 1.

Der Elektromagnet wurde bei starken Feldern durch 8—10 Amp., bei schwachen durch 2,8—3 Amp. erregt; es wurde also immer nur in der Nähe zweier Feldstärken beobachtet; die eine war im Mittel ungefähr 10500 [C.G.S.], die andere 20000 [C.G.S.].

Die Pole waren mit kreisförmigen Stirnflächen von 0,9 cm Durchmesser versehen. Ihre Form geht aus beistehender Fig. 1 hervor. Der Polabstand war bei allen hier angeführten Versuchen 0,7 cm. Der Abstand der Pole blieb während der ganzen Untersuchung stets ungeändert.

---

1) G. A. Hemsalech, Compt. rend. **132.** p. 959—962 zeigt, dass eine geeignete Selbstinduction fremde Spectren beseitigt. Ausserdem erzielt man damit eine ausserordentliche Schärfe der Zn- und Cd-Linien selbst bei der grossen Dispersion des hier angewandten Spectrums.

Das Licht gelangte vom Elektromagnet zum Spalt, indem durch eine Linse ein scharfes Bild des Funkens auf dem Spalt entworfen wurde; von dort trafen die Strahlen einen Hohlspiegel, der um seinen halben Krümmungsradius ($r/2 = 342{,}8$ cm) vom Spalt abstand und demnach paralleles Licht nach einem Rowland'schen Concavgitter grösster Art, also mit möglichst grossem Auflösungsvermögen, sandte; der Krümmungsradius ϱ der Gitterfläche war 642,5 cm. Die Beugungsbilder lagen auf einer Curve sechsten Grades, deren Gleichung weiter unten aufgestellt ist. Ein Teil des in Betracht kommenden Zweiges der Curve, eines Ovals, der in der Nähe der Gitternormale lag, wurde empirisch bestimmt. Danach construirte ich eine hölzerne Camera.

Spalt und Gitterfurchen waren beide genau vertical gerichtet, also parallel. Denkt man sich durch den Mittelpunkt des Concavgitters die Horizontalebene gelegt und in dieser Ebene die Hauptnormale gezogen, so gilt für die Beugungsbilder in dieser Ebene bekanntlich die Gleichung:

$$(\sin\varphi + \sin\varphi')\,.\,e = \pm\, m\lambda\,.$$

[φ Winkel der einfallenden Strahlen, φ' Beugungswinkel, e Gitterconstante, m Ordnung des Spectrums, λ Wellenlänge.]

Die vorhin erwähnte Curve sechsten Grades erhält man aus der allgemeinen Gleichung, wie sie z. B. die von Hrn. Runge[1]) gegebene Theorie folgert:

$$\cos\varphi\left(\frac{\cos\varphi}{r} - \frac{1}{\varrho}\right) + \cos\varphi'\left(\frac{\cos\varphi'}{r'} - \frac{1}{\varrho}\right) = 0.$$

Setzt man nämlich r, den Radiusvector nach dem Lichtpunkt, in unserem Falle $=\infty$ und $\cos\varphi = \cos\psi = \text{const.}$, so erhält man mit Weglassung der Striche:

$$-\frac{\cos\psi}{\varrho} + \frac{\cos^2\varphi}{r} - \frac{\cos\varphi}{\varrho} = 0$$

oder:

$$r = \frac{\varrho\cos^2\varphi}{\cos\varphi + \cos\psi}\,.$$

In Punktcoordinaten:

$$\cos^2\psi\,(x^2 + y^2)^3 = [\varrho\,x^2 - x\,(x^2 + y^2)]^2\,,$$

eine Curve sechsten Grades.

---

1) H. Kayser, Handbuch der Spectroskopie p. 456.

Ist l die Länge der Gitterfurchen, so gilt für den Astigmatismus A die allgemeine Gleichung:[1])

$$A = \left[\varrho - a' + \frac{r'}{r}(\varrho - a)\right] \cdot \frac{l}{\varrho}.$$

Auf unseren speciellen Fall angewendet, erhält man:

$$A = [\varrho - r\cos\varphi - r\cos\psi]\frac{l}{\varrho}$$

oder

$$= [\varrho - r(\cos\varphi + \cos\psi)]\frac{l}{\varrho};$$

nun ist:

$$r(\cos\varphi + \cos\psi) = \varrho\cos^2\varphi,$$

also wird:

$$A = \varrho \cdot (1 - \cos^2\varphi) \cdot \frac{l}{\varrho},$$

$$= l\sin^2\varphi.$$

Für $\varphi = 0$, also das Beugungsbild in der Normale, wird $A = 0$; deshalb wurde das Gitter so gedreht, bis die oben erwähnten Linien in möglichster Nähe der Gitternormale lagen; 4678,37 und 4680,38 waren am nächsten, daher auch am besten punktförmig abgebildet, und deshalb zur Messung am besten geeignet.

3261,17 war dritter Ordnung, die anderen Linien zweiter Ordnung. Es wurde 20—30 Min. exponirt, während welcher Zeit sich durch einfache Stromregulirung leicht ein constantes Magnetfeld erhalten liess.

Vor und nach jeder Aufnahme wurde die Intensität des Feldes vorläufig vermittelst der Widerstandsänderung einer Wismutspirale bestimmt, welche von der Firma Hartmann & Braun in Frankfurt a. M. geliefert worden war.

Der Widerstand dieser Spirale war ausserhalb des Feldes bei 20° C. 6,04 Ohm; die Spirale wurde stets in die Mitte des Feldes so gebracht, dass die Kraftlinien die Ebene der Spirale senkrecht durchschnitten.

Die Widerstände wurden mittels einer Wheatstone'schen Brücke und eines empfindlichen Spiegelgalvanometers gemessen. Das Galvanometer war zum Schutz gegen den nahen, nur

1) l. c. p. 463.

$3^1/_2$ m entfernten Magnet mit einem starken Eisenmantel umgeben.

Bei den Widerstandsmessungen wurde gleichzeitig stets die Temperatur abgelesen und alle Angaben auf 20° C. reducirt. Geringe Temperaturschwankungen bringen nämlich bei starken Feldern erhebliche Widerstandsänderungen hervor. Da nun die Temperatur von Versuchsreihe zu Versuchsreihe wechselte, so war es nötig, die Aenderung des Widerstandes innerhalb der vorkommenden Temperaturgrenzen zu untersuchen. Mit Hülfe der folgenden Tabelle, welche sich daraus ergab, reducirte ich auf 20° C.

Versuchsreihe. Starkes Feld.

t^0	w_H Ohm	t^0	w_H Ohm
16,8	12,59	19,1	12,27
17	12,55	20,1	12,20
17,6	12,49	20,7	12,17
18,0	12,45		

Bei schwachen Feldern war bei den vorkommenden Temperaturen keine Correction nötig.

In Tab. 1 sind neun starke Felder, in Tab. 2 drei schwache Felder angeführt, deren Intensität mittels der Spirale vorläufig bestimmt war.

w_H ist der Widerstand im Feld, w der Widerstand ausserhalb. $w_H - w/w$ sei zur Abkürzung gleich Z gesetzt; Z ist nämlich innerhalb kleiner Bereiche proportional der Feldstärke H, bei starken Feldern sogar innerhalb grösserer Bereiche. $\Delta\lambda$ in A.-E. ist der Abstand der äusseren Componenten eines Triplets, $\Delta\lambda_1$ der Abstand der inneren Componenten eines Sextetts, $\Delta\lambda_2$ der Abstand der Mitten der äusseren Componenten eines Sextetts, $\Delta\lambda_3$ der Abstand zweier äusseren Componenten.

Die Aufspaltung $\Delta\lambda$ wurde mit Hülfe eines geprüften Comparators gemessen. Da innerhalb kleiner Bereiche $\Delta\lambda$, wie die Rechnung zeigt, proportional dem Bogen Δs ist, so kann, sobald der Maassstab $d\lambda/ds$ bekannt ist, leicht $\Delta\lambda$ gefunden werden.

Es wurde z. B. auf einer Platte gemessen:

Abstand der Mitte des Triplets 4678
Von „ „ „ Sextetts 4722 . . . . . 18,315 mm
Differenz der Wellenlängen . . . . . 43,890 A.-E.

$$\text{Somit Maassstab: } \frac{43{,}890}{18{,}315} = 2{,}396 \text{ A.-E. pro mm}$$

Abstand der äusseren Componenten des Triplets 4678 0,169 mm
Folglich Aufspaltung: $\Delta\lambda = 0{,}169 \cdot 2{,}396 = 0{,}405$ A.-E.

In den jetzt folgenden Tabellen bedeuten die Ziffern 1, 2, 3 soviel wie $\Delta\lambda_1$, $\Delta\lambda_2$, $\Delta\lambda_3$.

Tabelle 1.

Starke Felder.

$Z =$		0,9422	0,9889	1,001	1,015	1,087	1,093	1,107	1,117	1,131
λ		$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$
3261,17		0,2903	0,3083	0,3034	0,3146	0,3338	0,3324	0,3452	0,4350	0,3468
4678,37		0,7983	0,8387	0,8505	0,8577	0,9222	0,9253	0,9420	0,9522	0,9588
4680,38		0,7984	0,8459	0,8505	0,8600	0,9222	0,9301	0,9425	0,9522	0,9612
4722,26	1.	0,1965	0,2134	0,2180	0,2132	—	0,2397	0,2301	—	0,2373
	2.	0,6928	0,7410	0,7427	0,7355	0,8002	0,8078	0,8188	0,8185	0,8308
	3.	—	—	0,1054	—	—	0,1151	—	—	—
4800,09	1.	0,2086	0,2219	0,2252	0,2204	—	0,2469	0,2434	0,2398	0,2589
	2.	0,7240	0,7602	0,7738	0,7786	0,8357	0,8459	0,8390	0,8532	0,8684
	3.	—	—	0,1102	—	—	—	—	—	—

Tabelle 2.

Schwache Felder.

$Z =$		0,4163	0,4210	0,4806
λ		$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$	$\Delta\lambda$
3261,17		0,1491	0,1502	0,1742
4678,37		0,4050	0,4050	0,4603
4680,38		0,4074	0,4070	0,4603
4722,26	1.	—	0,1031	—
	2.	—	0,3571	—
	3.	—	—	—
4800,09	1.	—	0,1031	—
	2.	—	—	—
	3.	—	—	—

Reducirt man alle Aufspaltungen auf $Z = 1$, so ergeben die erhaltenen Werte von $\Delta\lambda$ eine mittlere Abweichung von ungefähr $^3/_{000}$ bei starken Feldern, bei schwachen Feldern ist sie grösser. Man sieht hieraus bereits, dass $\Delta\lambda$ proportional mit Z, also auch mit H wächst.

Zum Beispiel: Für die Linie 4678 wird auf $Z = 1$ reducirt:

$\Delta\lambda =$ | 0,8473 | 0,8481 | 0,8496 | 0,8450 | 0,8484 | 0,8465 | 0,8509 | 0,8525 | 0,8478

bei starken Feldern.

Aichung der Spirale durch die Messung der Felder in absolutem Maass.

Unter den zahlreichen Methoden zur Messung von magnetischen Kraftfeldern habe ich eine von Hrn. A. Cotton[1]) ausführlich beschriebene Methode gewählt, die jetzt erläutert werden soll.

Ein Leiter von der Länge l cm werde an die zu messende Stelle eines Magnetfeldes von der gesuchten Stärke H [C.G.S.] senkrecht zu den Kraftlinien gebracht und ein Strom von der Stärke i Amp. durchgeschickt; er erfährt dann die abstossende Kraft:

$$H.l.\frac{i}{10} \text{ Dynen};$$

diese Kraft wird gemessen durch $K.g$ Grammgewichte; es besteht also die Gleichung:

$$K.g = H.l.\frac{i}{10},$$

oder:

$$H = \frac{10.K.g}{l.i} \text{ [C.G.S.]},$$

wo g die Erdbeschleunigung darstellt. Zu diesem Zwecke wurde auf einen etwa 70 cm langen, rechteckigen Holzstab, dessen Seiten AB und CD gut parallel waren, ein dünnes

1) A. Cotton, Compt. rend. **126.** 1898.

Metallband (Kupfer, später Zinn) $A\,B\,C\,D$ sorgfältig aufgelegt; das Holz war paraffinirt. Die Enden A und D tauchten in mit Quecksilber gefüllte Paraffinnäpfchen, die am oberen Ende des Stabes befestigt waren, und welche die Stromzuführung vermittelten. Es wurden zwei solcher Apparate mit verschiedenen Längen $B\,C = l$ zur Messung benutzt.

Der Apparat wurde dann frei beweglich, also vertical am einen Ende des Wagebalkens einer gewöhnlichen Wage aufgehängt, sodass der Leiter $B\,C = l$ in der Mitte des Feldes, senkrecht zu den Kraftlinien orientirt war. Die feste Stütze der Wagebalken trug zwei weitere mit Quecksilber gefüllte Näpfe. Diese waren mit den vorher erwähnten durch Bügel aus sehr feinem Kupferdraht in leitender Verbindung. Auf diese Weise konnte die Reibung der Drähte im Quecksilber auf ein Minimum gebracht werden.

Der Strom von der Stärke i Amp. floss durch ein Präcisionsampèremeter, das nachträglich mit einem Silbervoltameter geaicht wurde.

Um die Einflüsse der Anziehungen der Waagebalken durch den Magnet zu eliminiren, wurde zuerst der Elektromagnet erregt und dann der Nullpunkt der Waage bestimmt; hierauf wurde der Strom durch den Leiter $B\,C$ geschickt und durch Gewichte der frühere Nullpunkt der Wage hergestellt. Um kleinere Gewichte entbehrlich zu machen, wurde die Stromstärke so lange verändert, bis die Wage auf ihren alten Nullpunkt zurückkam. Der Nullpunkt wurde durch Schwingungsbeobachtungen bestimmt; dabei war oft die Anziehung des Leiters $B\,C$ durch die Pole hinderlich, was aber durch leichtes Klopfen auf den Magnet und durch Anbringung einer weiteren Vorrichtung beseitigt werden konnte. Es wurde nämlich am unteren Ende des Stabes $A\,B\,C\,D$ isolirt vom Metallbande an einem sehr dünnen Platindraht ein Gewicht befestigt, das mit zwei Flügeln versehen war; dieses Gewicht befand sich in destillirtem Wasser und hinderte eine seitliche Bewegung gegen die Pole, verursacht durch die Anziehung der Pole. Bei bestimmter Stromrichtung orientirt sich die Stromfläche von selber so,

Fig. 2.

dass sie möglichst viele Kraftlinien einfasst, also zu ihnen senkrecht steht. Diese Stromrichtung benutzte ich stets.

Die Länge l wurde als Abstand der Mitten der parallelen Seiten AB und CD auf tausendstel Millimeter genau gemessen. Die Messung erfolgte an drei bis vier verschiedenen Stellen, welche nahe dem unteren Ende im Magnetfeld hingen; l war das arithmetische Mittel aus den gefundenen Zahlen. Für den einen Leiter fand sich:

0,6175 cm
0,6195
0,6200
also Mittel: $l = 0{,}6190$ cm

Der andere Leiter hatte die mittlere Länge:

$$l = 0{,}4471 \text{ cm},$$

g wurde nach den Messungen des Hrn. Koch[1]) mit 980,9 cm in Rechnung genommen.

Beim Silbervoltameter, welches zur Aichung des Ampèremeters benutzt wurde, führte ich zwei Messungen aus, wovon die eine hier angeführt sei:

Beobachtet mit dem Ampèremeter:	i
	0,608
	0,607
	0,609
	0,609
Mittel:	0,608 Amp.

Dauer der Zersetzung: 13 Min. 34 sec.

Tiegel mit Niederschlag:	45,911 g
Tiegel ohne Niederschlag:	45,355 g
Gewicht des Silbers:	0,556 g

Also *gerechnet*: $i = 0{,}6099$ Amp.

1) H. R. Koch, Jahreshefte d. Vereins f. vaterl. Naturkunde in Württemb. p. 356—408. 1901.

Die Angaben des Ampèremeters zeigten also eine Abweichung von $^3/_{000}$, was durch die zweite Messung auch bestätigt wurde.

Das Verhältnis der Wagebalken war 1,00008, es war also in dieser Hinsicht keine Correction nötig.

Beispiel der Messung eines Feldes. [$l = 0{,}6190$ cm.]

Zuerst wurde der Magnet erregt, dann der Nullpunkt der Wage bestimmt; jetzt wurde der Strom durch den Leiter geschickt und 1,50 g aufgelegt; mittels eines Schleifcontactes wurde der Strom langsam verändert und Nullpunktsbeobachtungen gemacht; war der alte Nullpunkt erreicht, so wurde die Stärke des Stromes abgelesen, sie war 1,180 Amp. Somit

$$H = \frac{10 \cdot 1{,}50 \cdot 980{,}9}{0{,}6190 \cdot 1{,}180}\ [\text{C.G.S.}] = 20920\ [\text{C.G.S.}].$$

Die Tabellen 3 und 4 zeigen mehrere solcher Messungen:

Tabelle 3.

Starke Felder.

	Z	i Amp.	K g	H [C.G.S.]	H für $Z=1$ [C.G.S.]
$l = 0{,}6190$ cm	0,9736	1,180	1,50	20 920	21 480
	1,012	1,162	1,58	21 550	21 290
	1,051	0,710	1,00	22 320	21 230
	1,070	0,669	0,950	22 780	21 340
	1,086	1,167	1,70	23 120	21 300
$l = 0{,}4471$ cm	0,8853	0,985	0,850	18 940	21 480
	0,8997	0,958	0,850	19 470	21 640

Also **Mittelwert für $Z = 1$: $H = 21\,400$** [C.G.S.].

Tabelle 4.

Schwache Felder.

	Z	i Amp.	K g	H [C.G.S.]	H für $Z = 1$ [C.G.S.]
$l = 0{,}6190$ cm	0,3715	1,229	0,70	9 027	24 300
	0,4153	1,000	0,64	10 160	24 410
$l = 0{,}4471$ cm	0,3698	0,965	0,40	9 096	24 600
	0,4319	1,158	0,55	10 430	24 170

Also **Mittelwert für $Z = 1$: $H = 24\,370$** [C.G.S.].

Der kleinere Leiter (0,4471 cm) ergiebt ein wenig stärkere Felder. Doch ist die Abweichung so gering, dass die Gleichförmigkeit des Feldes in einem kreisförmigen Querschnitt von 0,6 cm Durchmesser als bewiesen gelten kann.

In Tab. 3 ist der mittlere Fehler der einzelnen Beobachtung $^{7}/_{000}$, des Endresultates $^{3}/_{000}$.

In Tab. 4 ist der mittlere Fehler der einzelnen Beobachtung $^{7}/_{000}$, des Endresultates $^{4}/_{000}$.

Man sieht aus den Werten für $Z = 1$ von H, dass in dem Zwischenraum von 12000—24000 [C.G.S.] Z nicht mehr proportional H ist. Die der Spirale von Hartmann & Braun beigegebene Curve ergiebt:

für $Z = 0{,}5$ (also schwaches Feld) $H = 10\,500$,
nach Tab. 4 wird $H = 12\,180$.

Bei starken Feldern zeigt die Curve:

für $Z = 1$ $H = 21\,000$,
während aus Tab. 3 $H = 21\,400$ folgt.

Ist also der Fehler der beigelegten Aichcurve hier nur $^{1,9}/_{00}$, so beträgt er bei schwachen Feldern $^{14}/_{00}$.

Die der Theorie gemäss proportional dem Felde stattfindende Aufspaltung der Spectrallinien bestätigt diesen Fehler der Aichcurve der Firma.

Aus den Tab. 3 u. 4 können nun sofort die Felder der Tab. 1 u. 2 berechnet werden; sie sind in den Tab. 5 u. 6 zusammengestellt. Daraus ist der Wert $\Delta\lambda/\lambda^2 H$ abgeleitet.

Tabelle 5.

Neun starke Felder.

$Z =$ $H =$		0,9422 20 160	0,9889 21 160	1,001 21 410	1,015 21 730	1,087 23 250	1,093 23 370	1,107 23 700	1,117 23 890	1,131 24 190
λ		$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10-5$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10-5$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10-5$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10-5$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10-5$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10-5$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10-5$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10-5$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10-5$
3261,17		13,58	13,70	13,33	13,62	13,50	13,37	13,69	13,60	13,48
4678,37		18,09	18,11	18,15	18,04	18,12	18,09	18,16	18,21	18,11
4680,38		18,08	18,25	18,13	18,07	18,12	18,17	18,15	18,20	18,14
4722,26	1.	4,373	4,521	4,565	4,400	—	4,598	4,353	—	4,398
	2.	15,41	15,70	15,55	15,18	15,43	15,50	15,49	15,36	15,41
	3.	—	—	2,207	—	—	2,207	—	—	—
4800,09	1.	4,491	4,551	4,565	4,403	—	4,585	4,458	4,357	4,645
	2.	15,59	15,58	15,68	15,55	15,60	15,71	15,36	15,50	15,58
	3.	—	—	2,234	—	—	—	—	—	—

Tabelle 6.

Drei schwache Felder.

Z = H =	0,4163 10 160	0,4210 10 260	0,4806 11 710
λ	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H} \cdot 10-5$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H} \cdot 10-5$	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H} \cdot 10-5$
3261,17	13,80	13,76	13,96
4678,37	18,24	18,04	17,96
4680,38	18,33	18,11	17,94
4722,26 1.	—	4,504	—
4722,26 2.	—	15,61	—
4722,26 3.	—	—	—
4800,09 1.	—	4,360	—
4800,09 2.	—	—	—
4800,09 3.	—	—	—

Die Mittelwerte für die einzelnen Linien sind in Tab. 7 für starke Felder, in Tab. 8 für schwache Felder zusammengestellt.

Tabelle 7.

Starke Felder.

λ	Mittelwert von $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H} \cdot 10-5$	Mittl. Fehler der einzelnen Beobachtungen	Mittl. Fehler des Endresultates
3261,17	13,54	$^1/_{00}$	$^4/_{000}$
4678,37	18,12	$^3/_{000}$	$^2/_{000}$
4680,38	18,14	$^3/_{000}$	$^2/_{000}$
4722,26 1.	4,458	$^2/_{00}$	$^9/_{000}$
4722,26 2.	15,45	$^1/_{00}$	$^5/_{000}$
4722,26 3.	2,207	—	—
4800,09 1.	4,507	$^2/_{00}$	$^7/_{000}$
4800,09 2.	15,57	$^6/_{00}$	$^3/_{000}$
4800,09 3.	2,234	—	—

Tabelle 8.

Schwache Felder.

λ		Mittelwert von $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10^{-5}$	Mittl. Fehler der einzelnen Beobachtungen	Mittl. Fehler des Endresultates
3261,17		13,84	$^8/_{000}$	$^5/_{000}$
4678,37		**18,08**	$^8/_{000}$	$^5/_{000}$
4680,38		**18,13**	$^1/_{00}$	$^7/_{000}$
4722,26	1.	4,504	—	—
	2.	15,61	—	—
	3.	—	—	—
4800,09	1.	4,360	—	—
	2.	—	—	—
	3.	—	—	—

Wie bereits im Anfang bemerkt wurde, konnten die Linien 4678 und 4680 am besten gemessen werden. Auch die Tab. 7 u. 8 zeigen, dass die für sie gefundenen Werte von $\Delta\lambda/\lambda^2 H$ am genauesten sind.

Für die beiden homologen Linien 4678 und 4680 hat man also als Mittelwert:

18,13 bei **starken** Feldern,
18,11 bei **schwachen** Feldern.

Der Wert **18,13** hat wohl wegen der grösseren Anzahl von Messungen (9 gegen 3) ein grösseres Gewicht,

Nach dem von den Herren Runge und Paschen[1]) neulich mitgeteilten Gesetz, wonach die Aufspaltungen der Linien immer ein gewisses ganzes Vielfaches ein und derselben Zahl sind, wären nun alle anderen Aufspaltungen leicht zu berechnen; der Wert 18,13 der zwei Triplets muss nach Runge und Paschen dem Vierfachen der Zahl entsprechen. Danach müssen die sonst noch vorkommenden Aufspaltungen $\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 H}\cdot 10^{-5}$ betragen:

$$
\begin{aligned}
a = {} & 2{,}266 \\
& 4{,}532 = 1\,a \\
& 9{,}064 = 2\,a \\
& 13{,}60 = 3\,a \\
& \mathbf{18{,}13} = 4\,a \\
& 22{,}66 = 5\,a
\end{aligned}
$$

1) C. Runge u. F. Paschen, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1902; [Sitzung vom 6. Februar und 10. April 1902].

Für die Linien 4722 und 4800 würde sich ergeben unter Zugrundelegung dieses Gesetzes und des Wertes 18,13:

	Abgeleitet aus 18,13	Gemessen s. Tab. 7 im Mittel
$\Delta\lambda_1$	4,532	4,482
$\Delta\lambda_2$	15,87	15,51
$\Delta\lambda_3$	2,266	2,220

Auch aus dieser Tabelle ergiebt sich, dass diese Linien aus den angeführten Gründen nicht mehr so genau beobachtet sind. Denn die für die Beobachtung verschiedener Spectrallinien günstigere Anordnung von Runge und Paschen ergab dies Gesetz mit grösserer Annäherung.

Ergebnisse.

Die vorstehenden Untersuchungen zeigen, dass die Aufspaltung der untersuchten Linien proportional dem Felde stattfindet.

Ob diese Proportionalität bei stärkeren Feldern nicht mehr stattfindet, wie es die Arbeiten der Herren Kent und Reese anführen, lässt sich hier nicht sagen, da das stärkste Feld nur 24000 [C.G.S.] war.

Der Wert 18,13 für $\Delta\lambda/\lambda^2 H$ der Linien 4678 und 4680 scheint nach den aufgestellten Erwägungen einen wahrscheinlichen Fehler von $^1/_{100}$ nicht zu übersteigen. Er scheint genauer als durch die bisher vorliegenden Arbeiten bestimmt zu sein. Unter Zugrundelegung des Wertes 18,13 besässe man ein Mittel, bei gegebener Aufspaltung die Stärke eines Magnetfeldes mit grosser Genauigkeit zu bestimmen.